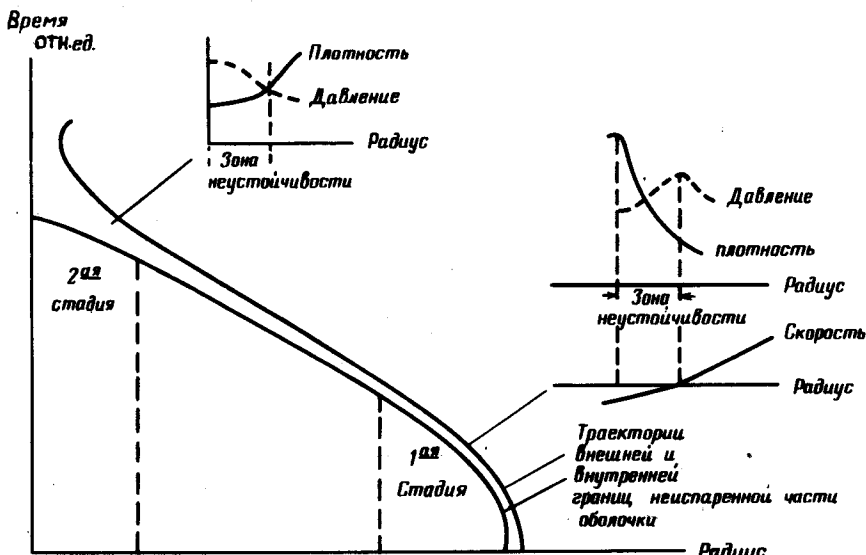


СИММЕТРИЯ И УСТОЙЧИВОСТЬ СЖАТИЯ ЛАЗЕРНЫХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ МИШЕНЕЙ

Ю.В.Афанасьев, Н.Г.Басов, Е.Г.Гамалий,
О.Н.Крохин, В.Б.Розанов

В работе проведен анализ процессов неустойчивости сжатия лазерных термоядерных мишеней. Оценки, выполненные для оболочечных мишеней с большим коэффициентом усиления по энергии, показывают, что при определенном уровне начальных возмущений сжатие может быть устойчивым.

1. Проблема устойчивости сжатия лазерных термоядерных мишеней изучалась как при численном моделировании системы уравнений двумерной гидродинамики и теплопроводности [1, 2], так и в линейном приближении [3, 4]. При исследовании близких задач в работах [3] и [4] были получены различные результаты. В работе [2] был сделан вывод об абсолютной неустойчивости оболочечных мишеней, а на эксперименте [5] было зарегистрировано значительное сжатие аналогичной мишени и не замечено асимметрии. Ниже приведен анализ процессов неустойчивости, применимый для различных режимов сжатия и типов мишеней и позволяющий интерпретировать результаты [3–5] с единой точки зрения. Выполнены оценки роста возмущений в оболочечных мишенях с большими коэффициентами усиления по энергии [6].



Стадии гидродинамической неустойчивости в процессе сжатия оболочечной мишени

2. Существуют две стадии сжатия, когда движение является гидродинамически неустойчивым в смысле Рэлея – Тэйлора [7] (см. рисунок). Первая стадия – ускорение неспаренной части мишени горячим и малоплотным абляционным слоем. Вторая стадия – торможение более плот-

ных периферийных слоев мишени нагретым ее ядром. Стадии разделены во времени областью устойчивого течения с постоянной скоростью. На обеих стадиях движение является неустойчивым в некоторой области. Поэтому при вычислении инкрементов роста возмущений необходимо пользоваться более общим чем [7] выражением, полученным в работе [8].

$$\gamma^2 = \rho^{-1} \nabla_r p \nabla_r \ln \rho (\nabla_r \ln \rho \gg \nabla_r \ln p). \quad (1)$$

Движение неустойчиво, если градиенты давления и плотности противоположно направлены, как и в ситуациях, выделенных на рисунке. Две стадии неустойчивости существуют при сжатии всех рассмотренных в литературе типов мишеней.

Течение будет существенно отличаться от сферически симметричного, если неустойчивость на первой стадии приведет к амплитудам возмущения, сравнимым с размерами области, охваченной движением. Неустойчивость на второй стадии может привести к турбулентному перемешиванию [9] вещества мишени, что не является критическим для однородной или квазиоднородной, как [6], мишени, в которой масса термоядерного горючего превышает массу неоднородных вкраплений. Поэтому остановимся на неустойчивости первой стадии.

3. Зона неустойчивости движется вглубь вещества со скоростью волны испарения, при этом все новые и новые частицы вещества проходят через эту зону, а затем уносятся на периферию мишени с разлетающейся "короной". Таким образом данная частица будет находиться в зоне неустойчивости в течение времени

$$t_{\text{неуст}} \approx \Delta r / v_{\text{исп}}, \quad (2)$$

где Δr — ширина неустойчивой зоны, а $v_{\text{исп}}$ — скорость волны испарения. Следовательно, амплитуда возмущения в лагранжевой частице за время сжатия есть

$$\Delta(t) / \Delta_0 = \exp \{ \gamma t_{\text{неуст}} \}. \quad (3)$$

Заметим, что $t_{\text{неуст}}$ может быть гораздо меньше времени ускорения, т. е. времени существования неустойчивой ситуации. Величины ∇p , $\nabla \rho$, Δr , $v_{\text{исп}}$ целиком определяются режимом нагревания мишени.

Влияние ширины зоны неустойчивости можно проиллюстрировать результатами работ [3] и [4], в которых изучалась устойчивость сжатия сферической мишени (радиус мишени 400 и 500 мкм, энергия лазерного импульса 60 и 50 кдж). В первом случае, когда использовался лазерный импульс обостренной формы, рост возмущений приводил к существенному искажению одномерной картины, во втором случае использовался гауссовский импульс и рост возмущений был незначительным. Эти результаты можно объяснить, оценив величину зоны неустойчивости (по распределениям температуры и плотности приведенным в этих работах), которая в первом случае оказалась значительно больше, чем во втором.

4. Эффективным механизмом стабилизации неустойчивости, ограничивающим сверху по номеру гармоники диапазон опасных мод, является

ся процесс электронной теплопроводности. Характерное время выравнивания $t_{\text{выр}}$ начальных возмущений с амплитудой Δ_0 (l – номер сферической гармоники возмущения) равно

$$t_{\text{выр}} \sim \frac{C\rho x^2}{\kappa_0 T^{5/2}} - \frac{C\rho}{\kappa_0 T^{5/2}} \left(\frac{R_0}{l}\right)^2, \quad (4)$$

где C – теплоемкость, κ_0 – коэффициент теплопроводности, ρ – критическая плотность, T – температура, R_0 – радиус мишени. Если заданы время сжатия τ , температура T в "короне" и радиус R_0 , то из (4) можно оценить $l_{\text{хар}}$ такой, что все возмущения с $l > l_{\text{хар}}$ выравниваются теплопроводностью за $t_{\text{выр}} \ll \tau$. Эффективность теплопроводного выравнивания давления в "короне" недавно была продемонстрирована экспериментально [10].

5. Максимальный инкремент роста возмущений и ширина зоны неустойчивости, определенные из одномерных численных расчетов [6] для указанных ниже параметров мишени и импульса на первой стадии составляют соответственно $\gamma \sim 10^9 \text{ сек}^{-1}$, $\Delta r \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, и характерные скорости протекания вещества через зону неустойчивости $v \sim 3 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$. Тогда из (3) имеем $\Delta(t) \sim 3\Delta_0$.

Мерой искажения формы оболочки является отношение амплитуды возмущения к толщине оболочки в данный момент времени $\Delta(t)/\Delta R(t)$. Отметим, что по мере ускорения оболочка расширяется, так как ее внутренняя граница движется со скоростью, примерно вдвое превышающей скорости частиц вблизи границы ускорения. К середине действия лазерного импульса толщина летящего к центру слоя составляет $\Delta R(t) \sim (5 + 10)\Delta R_0$ в зависимости от энергии и формы лазерного импульса. Таким образом отношение $\Delta(t)/\Delta R(t)$ не возрастает и искажения формы оболочки не происходит. Кроме того скорость звука в веществе оболочки мала $\sim 10^6 \text{ см/сек}$ и поэтому возмущения будут сосредоточены вблизи зоны неустойчивости.

6. Оценим требования, предъявляемые к симметрии облучения и однородности мишени, представляющей собой полую тонкостенную сферу [6]. Будем считать, что термоядерное горючее сжато симметрично, если на конечном этапе сжатия амплитуда возмущения поверхности сжатого ядра удовлетворяет условию $\Delta \ll R$, например,

$$\Delta_{\text{кон}} \leq 0,1R_{\text{кон}}$$

$R_{\text{кон}}$ – конечный радиус сжатого ядра мишени. Для оценок используем следующие данные: $E_{\text{лаз}} = 10^6 \text{ Дж}$, $R_0 = 1 \text{ см}$; $\Delta R_0/R_0 = 10^{-2}$; $\tau = 10^{-7} \text{ сек}$, $T \sim 1 \text{ кэВ}$. Согласно [6] для $R_{\text{кон}}$ имеем

$$R_{\text{кон}} = [3R_0^{1/2}(\Delta R_0)^{5/2}]^{1/3}. \quad (5)$$

Тогда $R_{\text{кон}} = R_0/50$; $\Delta_{\text{кон}} \sim 2 \cdot 10^{-3}R_0$, $l_{\text{хар}} \geq 30$ ($t_{\text{выр}} \sim 10^{-10} \text{ сек}$). Основываясь на результатах п.5 можно считать, что углового взаимодействия между сферическими секторами, находящимися на рассто-

нии $x \geq R/30$, нет. Тогда легко получить следующие требования к начальным условиям: возмущения формы $\Delta_0 \leq 0,2\Delta R_0$; разница масс в сферических секторах ($\Delta x > \Delta R_0$) $\Delta m/m \leq 2\Delta_{\text{кон}}/R_0 = 4 \cdot 10^{-3}$, временная рассинхронизация лазерных пучков $\Delta t/t_0 \leq \Delta_{\text{кон}}/R_0 = 2 \cdot 10^{-3}$, отличие в плотности потока энергии ($\Delta x \geq R_0/30$) $\Delta E/E_0 \leq 2\Delta_{\text{кон}}/R_0 = 4 \cdot 10^{-3}$.

7. На основании проведенного анализа можно (для $E_{\text{лаз}} = 10^6$ Дж) ожидать, что при относительной амплитуде начальных возмущений (вариации толщины оболочки, плотности или массы) менее 1% существенного отличия процесса сжатия от сферически симметричного не произойдет. Этот вывод справедлив и при других энергиях лазерного излучения и размерах мишени, поскольку в оптимальном случае размеры времени связаны соотношениями газодинамического подобия $r, t \sim E^{1/3}$. Косвенным подтверждением существенно большей устойчивости однородных оболочек, чем утверждается в [2], являются эксперименты по сжатию тонких стеклянных сфер с $\Delta R_0/R_0 \sim 2 \cdot 10^{-2}$ [5], в которых оболочка проходила путь, равный 40 ее начальным толщинам без заметного нарушения сферической симметрии.

Физический институт
им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 апреля 1976 г.

Литература

- [1] А.А.Бунянян, В.Е.Неуважаев, Л.П.Строцева, В.Д.Фролов. Препринт ИПМ АН СССР №71, 1975.
- [2] J. Nuckolls et al. Доклад на V Конференции ИАЕА по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Токио, ноябрь, 1974.
- [3] J. N. Shian, E. B. Goldman, Weng. Phys. Rev. Lett., 32, 352, 1974.
- [4] D. V. Henderson, R. L. Morse. Phys. Rev. Lett., 32, 355, 1974; 33, 205, 1974.
- [5] G. Charatis et al. Доклад на V Конференции ИАЕА по физике плазмы и управляемому синтезу. Токио, ноябрь, 1974.
- [6] Ю.В.Афанасьев, Н.Г.Басов, П.П.Волосевич, Е.Г.Гамалий, С.П.Курдюмов, О.Н.Крохин, Е.И.Леванов, В.Б.Розанов, А.А.Самарский, А.Н.Тихонов. Письма в ЖЭТФ, 21, 150, 1975.
- [7] G. Taylor. Proc. Roy. Soc., 201A, 191, 1950.
- [8] Е.С.Фрадкин. Труды ФИАН СССР им. П.Н.Лебедева, 29, 250, 1965.
- [9] С.З.Беленький, Е.С.Фрадкин. Труды ФИАН СССР им. П.Н.Лебедева, 29, 1965.
- [10] G. Mc Call, R. L. Morse. Laser focus, 11, 1974.